

## ОМІЧНІ ТА БАР'ЄРНІ КОНТАКТИ НА ВУЗЬКОЩІЛИННИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ (ОГЛЯД)

В.В.Тетьоркін<sup>1</sup>, А.І.Ткачук<sup>2</sup>, І.М.Матіюк<sup>1</sup>

Аналізуються механізми формування бар'єрів Шотткі та електричних властивостей металевих контактів на вузькощілинних напівпровідниках HgCdTe, InSb, InAs. Актуальність огляду пояснюється тим, що електронна структура інтерфейсів металів з вузькощілинними напівпровідниками, а також електричні властивості контактів досі недостатньо вивчені. Детально аналізуються основні фактори, які впливають на формування бар'єрів Шотткі: підготовка поверхні, хімічні реакції, інтердифузія на інтерфейсі, легування приповерхневого шару напівпровідника контактним металом. Внаслідок хімічних реакцій металу з катіонами та аніонами напівпровідника на межі розділу утворюється міжфазний шар, хімічний склад якого, атомна структура та електронні властивості недостатньо вивчені. Різка межа розділу утворюється на контактах, де взаємодія метал-аніон є сильною, тоді як взаємна дифузія спостерігається для неактивних контактів. Встановлення взаємозв'язку між реакційною здатністю контактів та їхніми електричними властивостями залишається актуальним завданням технології виготовлення омичних контактів і потребує подальшого дослідження. Результати виконаних раніше досліджень в цілому дозволяють сформулювати рекомендації щодо виготовлення контактів із прогнозованими характеристиками.

**Ключові слова:** вузькощілинні напівпровідники, HgCdTe, InSb, омичні контакти, бар'єр Шотткі, інтерфейс, хімічні реакції.

### 1. ВСТУП

Науковий та практичний інтерес до контактів на вузькощілинних напівпровідниках зумовлений їх широким застосуванням в оптоелектроніці. Традиційно вузькощілинні напівпровідники використовуються для виготовлення інфрачервоних фотоприймачів та інжекційних лазерів, проте в останній час значна увага приділяється також розробці польових транзисторів на їхній основі з терагерцовою смугою пропускання, що вимагає формування низькоомних контактів. Науковий інтерес до контактів пояснюється їхніми унікальними властивостями, наприклад, наявністю резонансних станів, які можуть стабілізувати положення рівня Фермі у дозволених зонах (InAs, PbTe, HgCdTe), рекордними значеннями рухливості носіїв заряду, широким інтервалом концентрації носіїв заряду у легованих матеріалах від  $\sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup> до  $\sim 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Хімічний зв'язок у вузькощілинних напівпровідниках змінюється від переважно ковалентного (InSb) до іонного (PbTe), що дозволяє досліджувати різні моделі формування бар'єрів Шотткі.

У напівпровідниковій електроніці зазвичай використовуються два типи контактів: метал-напівпровідник з бар'єром Шотткі та омичні контакти. У контактах із бар'єром Шотткі асиметрична вольт-амперна характеристика (ВАХ) залежить від полярності напруги зміщення. У омичному контакті лінійна ВАХ не залежить від полярності напруги зміщення, тобто виконується закон Ома.

Експериментально у більшості робіт досліджувались властивості інтерфейсів метал-вузькощілинний напівпровідник, проте точний механізм, який відповідає за закріплення (pinning) рівня Фермі на інтерфейсі і формування бар'єра Шотткі, залишився незрозумілим внаслідок низки фізичних та хімічних процесів, які супроводжують виготовлення контактів. В значно меншій мірі досліджувались електричні властивості контактів. До факторів, які можуть суттєво впливати на контакти, відносять інтердифузію атомів металу і напівпровідника, а також хімічні реакції на інтерфейсі. Внаслідок інтердифузії електричні та фотоелектричні властивості контактів можуть бути подібними до мілких *p-n* переходів. Для формування різких інтерфейсів нанесення металів відбувається при понижених

температурах. Також з цією метою виготовляють багатошарові структури з використанням тугоплавких металів, які блокують інтердифузію.

Результатом хімічних реакцій може бути утворення нових хімічних з'єднань безпосередньо на інтерфейсі, а також в об'ємі напівпровідника при глибокому проникненні атомів металу внаслідок реакцій обміну (exchange reactions). В результаті, саме міжфазний шар може відповідати за формування потенціального бар'єра. Фізичні та хімічні процеси на межі розділу залежать від температури та обробки поверхні перед нанесенням металу, що необхідно враховувати при виготовленні контактів з відтворюваними та термічно стабільними електричними характеристиками.

Контакти метал-напівпровідник із низьким опором є фундаментальною вимогою для розробки транзисторів на основі напівпровідників  $A_3B_5$  з терагерцовою смугою пропускання. Їх питомий опір сильно залежить від підготовки поверхні і може бути чутливим до впливу поверхневого оксиду, фактора, який важко контролювати експериментально. Хоча омичні контакти на окислених поверхнях можуть бути низькоомними, відтворюваність їхніх параметрів залишається проблематичною. У більшості випадків для виготовлення контактів з низьким питомим опором поверхневі оксиди видаляються безпосередньо перед нанесенням металу.

Основні вимоги до омичних контактів метал-напівпровідник наведені у літературі [1-4]: спад напруги на контактному опорі при будь-якій полярності прикладеної напруги повинен бути значно меншим, ніж на активній області приладу; ВАХ контакту повинна мати лінійний характер; контакт повинен бути механічно міцним, надійним та стабільним; в омичному контакті відсутній  $1/f$ - шум.

Традиційно для виготовлення омичних низькоомних контактів використовується легування приповерхневого шару напівпровідника до виродженого стану, внаслідок чого зменшується товщина контактної області і збільшується його тунельна прозорість. Такі контакти мають опір, значно менший, ніж активна область приладу, і лінійні ВАХ. При цьому для формування сильнолегованих областей використовують метали з донорними та акцепторними властивостями для напівпровідників з електронним та дірковим типом провідності відповідно. Важливою вимогою до металів є висока розчинність у напівпровіднику. Для створення легованих  $n^+$ - та  $p^+$ -областей використовують різні методи, як наприклад, дифузію, термічний відпал або вирощування сильнолегованих епітаксійних шарів. Відпал при підвищених температурах може бути небажаним для вузькощілинних напівпровідників, наприклад,  $HgCdTe$ , через низьку енергію утворення власних дефектів.

Закріплення рівня Фермі резонансними станами в дозволених зонах вузькощілинних напівпровідників призводить до утворення на межі розділу шару з високою концентрацією носіїв заряду, що можна використати для виготовлення омичних гетероструктурних контактів до високоомних широкозонних напівпровідників.

Метою огляду є аналіз літературних джерел, присвячених контактам на вузькощілинних напівпровідниках, а також експериментальних результатів авторів.

## 2. ТЕОРЕТИЧНІ МОДЕЛІ КОНТАКТІВ

**2.1. Модель ідеального контакту Шотткі-Мотта.** Для ідеального контакту виконуються наступні умови: по-перше, метал і напівпровідник знаходяться в тісному контакті на атомному масштабі; по-друге, межа розділу метал-напівпровідник різка, тобто відсутня інтердифузія або змішування між атомами металу і напівпровідника; по-третє, на межі розділу немає дефектів та поверхневих зарядів; по-четверте, параметри напівпровідника (електронна спорідненість, ширина забороненої зони, діелектрична проникливість) не залежать від рівня легування напівпровідника. Відповідно до теорії Шотткі [1,2], висота бар'єра залежить від різниці робіт виходу металу  $\phi_m$  та напівпровідника

$\varphi_s$ , які відраховуються від нульового рівня вакууму до рівня Фермі. Для контакту металу з напівпровідником  $n$ -типу провідності, при виконанні умови  $\varphi_m > \varphi_s$ , електрони накопичуються на його поверхні. Негативний заряд на поверхні металу урівноважується позитивним зарядом іонізованих донорів у напівпровіднику  $Q_m = Q_{sc}$ . Просторовий розподіл зарядів зумовлює утворення на межі розділу диполя, електричне поле якого вирівнює рівні Фермі металу та напівпровідника. У стані теплової рівноваги формується вигин зон вгору, в результаті чого утворюється потенціальний бар'єр для електронів, рис.1. У випадку металу із малою роботою виходу,  $\varphi_m < \varphi_s$ , формується вигин зон вниз, як показано на рис. 2. Вигини зон на рис.1 та 2 відповідають умові формування бар'єрного та омичного контакту.

Для ідеального контакту висота потенціального бар'єра зі сторони металу для напівпровідника  $n$ -типу дорівнює різниці між роботою виходу металу  $\varphi_m$  і електронною спорідненістю напівпровідника  $\chi_s$ :

$$\Phi_{Bn} = \varphi_m - \chi_s. \quad (1)$$

У випадку напівпровідника  $p$ -типу висота бар'єра становить:

$$\Phi_{bp} = E_g - (\varphi_m - \chi_s) = E_g - \Phi_{bn} \quad (2)$$

Як видно, для ідеального контакту сума висот бар'єрів для контактів до напівпровідників  $n$ - та  $p$ -типу дорівнює енергії забороненої зони напівпровідника, тобто  $\Phi_{bn} + \Phi_{bp} = E_g$ .

Величина вигину зон у напівпровіднику  $U_D$  (built-in, diffusion potential) залежить від типу і рівня легування, а також зовнішнього зміщення. У відповідності до рис.1, для напівпровідника  $n$ -типу провідності максимальне значення дифузійного потенціалу у стані термодинамічної рівноваги становить:

$$qU_D = \Phi_{bn} - (E_c - E_F) \quad (3)$$

Залежність дифузійного потенціалу від зміщення лежить в основі визначення висоти бар'єра Шоттки із вимірів ВАХ та вольт-фарадних характеристик контакту [2].

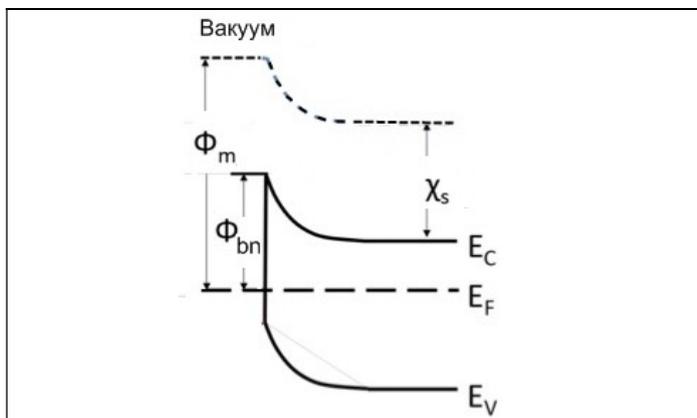


Рис.1.Потенціальна діаграма для бар'єрного контакту Шоттки.

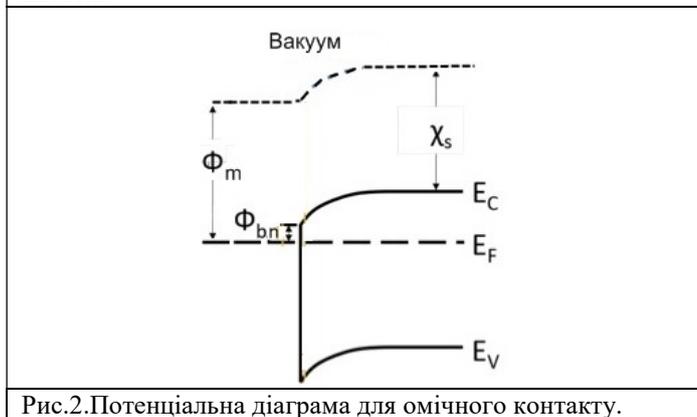


Рис.2.Потенціальна діаграма для омичного контакту.

**2.2. Модель Бардіна.** Експериментально встановлено, що передбачення моделі Шоттки-Мотта приблизно виконуються для обмеженої групи напівпровідників (CdSe, CdS, ZnSe, ZnS та ін.), у яких переважає іонний тип хімічного зв'язку [1,2,5]. Для більшості напівпровідників  $A_3B_5$  висота бар'єра залежить від роботи виходу металу значно слабше, ніж передбачено формулою (1), або повністю відсутня. Відсутність такої залежності зумовлена закріпленням (піннігом) рівня Фермі поверхневими станами, що є основним положенням моделі Бардіна [6]. Зонна діаграма контакту з високою густиною поверхневих станів, неперервно розподілених у забороненій зоні, показана на рис.3. Згідно з Бардіним, метал і напівпровідник розділені тонким ізолюючим шаром товщиною  $\delta$ , який не впливає на заповнення поверхневих станів. Для підрахунку локалізованого на поверхневих станах заряду вводиться нейтральний рівень енергії  $\Phi_0$ , який відраховується від максимуму валентної зони. Стани над нейтральним рівнем мають акцепторний тип (нейтральні, коли порожні), а стани нижче нейтрального рівня мають донорний тип (нейтральні, коли заповнені). Природа поверхневих станів у моделі Бардіна не конкретизується. Це можуть бути власні стани чистої упорядкованої поверхні напівпровідника, стани поверхневих дефектів Тамма та Шоклі, стани адатомів домішок, інтерфейсні стани, які виникають в результаті хімічної взаємодії контактного металу з напівпровідником. Нарешті, поверхневими станами можуть бути індуквані металом щілинні стани у напівпровіднику [5].

При наявності поверхневих станів змінюється умова електронейтральності на межі метал-напівпровідник: густина заряду  $Q_M$  на металевій стороні контакту дорівнює сумі заряду, локалізованого на поверхневих станах,  $Q_{SS}$  та просторового заряду  $Q_{SC}$  в напівпровіднику. Якщо густина станів поблизу  $\Phi_0$  велика, збільшення або зменшення числа носіїв у напівпровіднику не може суттєво змінити положення рівня Фермі, а висота бар'єра не залежить від роботи виходу металу. У цьому випадку висота бар'єра визначається формулою:

$$\Phi_{bn} = E_g - \Phi_0 \quad (4)$$

Зазначимо, що для стабілізації рівня Фермі при субмоношаровому покритті поверхні напівпровідника металом достатньо концентрації поверхневих станів порядку  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Для товстих покриттів, як це зазвичай реалізується у реальних контактах, необхідна концентрація станів зростає до  $10^{14} \text{ см}^{-2}$  [7].

Для пояснення механізму закріплення рівня Фермі було запропоновано різні моделі [6-10], короткий аналіз яких приведено нижче. включаючи уніфіковану модель дефектів (UDF) [8], модель індукованих металом щілинних станів (MIGS) [9,10], індукованих неупорядкованістю щілинних станів (DIGS) [11] та модель ефективної роботи виходу [12]. Незважаючи на інтенсивні дослідження природи поверхневих та інтерфейсних станів, точний механізм закріплення рівня Фермі в реальних контактах метал-напівпровідник не став чітко зрозумілий.



Рис.3. Формування бар'єра в моделі Бардіна.

**2.3. Уніфікована модель дефектів.** Згідно з моделлю, розробленою Спайсером із співавторами [8], поверхневі стани можуть бути зумовлені власними дефектами напівпровідника (вакансіями і міжвузловими атомами та їхніми комплексами, антиструктурними дефектами), які виникають при нанесенні металу або оксиду. При цьому поверхня зазнає сильного збурення уже при нанесенні незначної кількості металу (менше одного моношару), внаслідок чого утворюється значна кількість дефектів на межі розділу або поблизу неї; з дефектами пов'язані поверхневі стани, які стабілізують положення рівня Фермі і визначають висоту бар'єра Шоттки. У моделі Спайсера враховуються лише дефекти, типові для напівпровідника. В принципі уніфікована модель дефектів конкретизує феноменологічну модель Бардіна, за винятком того, що остання не обмежує типи поверхневих дефектів.

**2.4. Метал-індуковані стани.** В принципі, стабілізація рівня Фермі може бути зумовлена власними станами межі розділу, які отримали назву метал-індукованих станів (MIGS) [7]. Ці електронні стани утворюються в межах забороненої зони напівпровідника, коли метал безпосередньо контактує з поверхнею напівпровідника. Внаслідок проникнення хвильових функцій металу в напівпровідник створюється континуум станів в забороненій енергетичній області напівпровідника, густина яких експоненційно затухає в глибину забороненої зони напівпровідника. Як і у випадку моделі Спайсера, метал-індуковані стани можуть стабілізувати рівень Фермі на інтерфейсі. Проте між цими моделями існують протиріччя, одне із яких зв'язане з результатами вимірів висоти бар'єра Шоттки при незначному (субмоношаровому) та масивному покритті поверхні напівпровідника. Згідно з роботою [10], уніфікована модель дефектів може бути придатна лише для чистої поверхні, але не має відношення для масивного покриття. Проте у роботах Спайсера вказується, що висота бар'єра не залежить від товщини металевого покриття, що не узгоджується з експериментом. Вказані розходження теоретичних моделей можуть бути зумовлені з особливостями екранування інтерфейсних станів [7].

**2.5. Хімічні тенденції формування бар'єра.** Експериментально встановлено, що інтерфейсні стани можуть виникати внаслідок хімічної взаємодії контактного металу з компонентами напівпровідника. Кількісною оцінкою реакційної здатності контакту слугує теплота реакції утворення межі розділу, яка визначається як нормована на атом металу різниця між теплою утворення напівпровідника та найбільш стабільної сполуки металу з аніоном. Наприклад, телуридів металу у випадку потрібної сполуки HgCdTe. Реакційно здатним інтерфейсам відповідає мала висота бар'єра, тоді як за відсутності хімічної реакції висота бар'єра зростає і наближається до деякої межі.

Іншим напрямком дослідження хімічних тенденцій є дослідження інтерполяції для двох граничних випадків – бар'єрів Шоттки та Бардіна – в залежності від теплої утворення напівпровідника і різниці між електронегативністю аніона та катіона напівпровідника. Експериментально встановлено, що у напівпровідниках з переважно ковалентним типом хімічного зв'язку утворюється бар'єр бардіновського типу, тоді як бар'єр Шоттки утворюється в іонних напівпровідниках [13].

Стабілізацію рівня Фермі на межі розділу характеризують коефіцієнтом закріплення (pinning factor)  $S$ , який змінюється від 0 до 1. У загальному випадку висота бар'єра записується у вигляді [14]:

$$\Phi = S(\Phi_m - \chi_s) + (1 - S)(E_g - \Phi_0), \quad (5)$$

де  $S = \varepsilon / (\varepsilon + q^2 D_{it} \delta)$ ,  $\varepsilon$  – діелектрична проникливість інтерфейсного шару,  $D_{it}$  – густина інтерфейсних станів. У випадку малої густини інтерфейсних станів ( $D_{it} \rightarrow 0$ ) коефіцієнт  $S \rightarrow 1$ , а висота бар'єра визначається роботою виходу металу. У протилежному випадку ( $D_{it} \rightarrow \infty$ ), коефіцієнт закріплення  $S \rightarrow 0$ , тому висота бар'єра визначається формулою Бардіна

(4). Високі значення  $S$  характерні для напівпровідників з переважно іонним зв'язком. Для ковалентних напівпровідників Si, GaAs, Ge коефіцієнт  $S$  має значення 0.27, 0.07 та 0.02 відповідно.

### 3. ПАРАМЕТРИ ТА ХАРАКТЕРИСТИКА ОМІЧНИХ КОНТАКТІВ

Електричні властивості омічних контактів докладно описані у роботах [3,4,15]. В структурі з омічними контактами струм є функцією різниці рівноважних рівнів Фермі, рис.4. Прикладена напруга  $U$  зумовлює просторово однорідний струм  $I$  через об'єм напівпровідника та омічні контакти з площею поперечного перерізу  $A$ . За умови слабого струму та враховуючи, що падіння напруги на обох контактах є ідентичним, для залежності  $I-U$  можна записати:

$$U = U_b + 2U_c = (R_b + 2R_c)I, \quad (6)$$

де  $U_b$  та  $U_c$  – падіння напруги в об'ємі напівпровідника та на контакті,  $R_b$  та  $R_c$  – об'ємний та контактний опір відповідно,  $A$  – площа контакту. Величину об'ємного опору можна розрахувати за формулою:

$$R_b = \frac{dU_b}{dI} = \frac{\rho l}{A} \quad (7)$$

Контакт характеризується контактним

$$R_c = \frac{dU_c}{dI} = \frac{\rho_c}{A} \quad (8)$$

або питомим контактним опором:

$$\rho_c = \lim_{U \rightarrow 0} \left( \frac{dU_c}{dI} \right) \quad (9)$$

Для вимірювань питомого контактного опору використовують різні методи, серед яких метод лінії передачі з лінійною (LTLM, Linear Transmission Line Method) та радіальною (CTLM – Circular Transmission Line Method) геометрією контактних площадок контактів використовується найбільш часто [16].

Якщо струм контакту визначається механізмом термоелектронної емісії, контактний опір експоненційно зростає зі збільшенням висоти бар'єра, не залежить від типу напівпровідника і зменшується зі збільшенням рівня легування пропорційно  $N_D^{1/4}$  [4], для механізму.

У легованому напівпровіднику при низьких температурах струм в прямому напрямку протікання, визначається тунельним проходженням електронів з енергією близькою до енергії Фермі, а струм контакту визначає польова емісія електронів. При тепловому збудженні електронів ймовірність тунельного проходження зростає, при цьому домінуючим механізмом переносу носіїв є термопольова емісія. Для польової та термопольової емісії при нульовому зміщенні контактний опір визначається формулами:

$$R_c \propto \exp \frac{\Phi_b}{kT}, \quad (10)$$

та

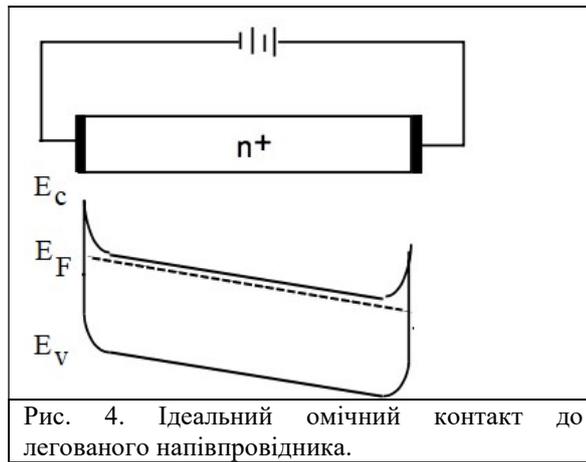


Рис. 4. Ідеальний омичний контакт до легованого напівпровідника.

$$R_c \propto \exp \left[ \frac{\Phi_b}{E_{00}} \operatorname{cth} \left( \frac{\Phi_b}{kT} \right) \right] \quad (11)$$

Параметр  $E_{00}$ , введений Падовані та Стреттоном [17],

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \left( \frac{N_D}{m^* \varepsilon_s} \right)^{1/2} \quad (12)$$

визначає ймовірність тунельного проходження електрона з енергією дна зони провідності на межі збідненої області. Відношення  $kT/E_{00}$  є критерієм визначення типу тунельної емісії: при  $kT \ll E_{00}$  переважає польова емісія, якщо  $kT \approx E_{00}$  – термопольова емісія. Термоелектронна емісія домінує при високих температурах, коли  $kT \gg E_{00}$ . У вузькощілинних напівпровідниках за рахунок відносно високого рівня легування та малих значень ефективної маси носіїв  $m^*$  саме тунельні механізми можуть визначати темновий струм контакту Шоттки та величину контактного опору. При польовій емісії контактний опір залежить від рівня легування ( $R_c \propto \ln N_D^{-1/2}$ ), експоненційно збільшується з ростом висоти бар'єра і практично не залежить від температури. У контактах на вузькощілинних напівпровідниках домінуючими механізмами транспорту носіїв є польова та термопольова емісія. Експериментально встановлено, що основними факторами, які визначають питомий контактний опір, є концентрація носіїв, підготовка та очищення поверхні напівпровідника, а також робота виходу контактного металу [18].

При заданій концентрації носіїв у напівпровіднику існує нижня межа, нижче якої питомий контактний опір не може бути зменшений. Ця межа є результатом скінченної ймовірності проходження носіїв через межу розділу, їх скінченної швидкості та скінченної кількості станів, доступних для транспорту носіїв через межу розділу метал-напівпровідник. В роботі [19] виконано розрахунки контактного опору для вузькощілинних InAs та InSb  $n$ -типу та  $p$ -типу за механізмами польової та термопольової емісії. Для порівняння з експериментальними даними розглянуто три випадки. По-перше, контактний опір розраховувався для випадку, коли носії заряду тунелюють через бар'єр Шоттки значної товщини. По-друге, щоб оцінити ступінь, з якою ймовірністю тунелювання на межі розділу впливає на питомий контактний опір, аналізувався випадок, коли бар'єр відсутній (антиблокуючий контакт), а на інтерфейсі електронна спорідненість та робота виходу металу змінювались східчато. У цьому випадку ймовірність проходження через межу розділу

залишається меншою за одиницю через різку зміну потенціальної енергії та ефективної маси носіїв. Нарешті, припускаючи, що тунельна ймовірність проходження через межу розділу дорівнює одиниці, розраховувався питомий контактний опір для квантової межі провідності.

Для розрахунку тунельної прозорості бар'єра на межі розділу метал-напівпровідник було використано наближення Вентцеля-Крамерса-Бріллюена (ВКБ). Вказане наближення не працює в областях, близьких до максимуму потенціального бар'єра. Наближення ВКБ також нехтує квантово-механічним відбиттям, що виникає внаслідок різкої зміни спорідненості до електрона та ефективної маси носіїв на межі розділу, ефект, який стає важливим для контактів з низьким опором, що мають низьку енергію бар'єра Шоттки та сильно вироджену концентрацію носіїв у напівпровіднику. В роботі виконаний більш точний розрахунок тунельної прозорості, який включає відбиття на межі розділу та залишається дійсним для енергії падаючого носія заряду вище піку потенціального бар'єра.

У випадку одиничної ймовірності тунельного проходження електрона через межу розділу, контактний опір обмежений знизу квантовою провідністю (межею Ландауера) [20]. Для ізотропного напівпровідника в однозонній моделі ( $\Gamma$ -долина для напівпровідників  $A_3B_5$ ) питомий контактний опір дорівнює:

$$\frac{1}{\rho_c} = \frac{q^2}{\hbar} (3/8\pi)^{2/3} n^{2/3}, \quad (13)$$

де  $n$  – концентрація носіїв. Як показали розрахунки, теоретична межа питомого опору контактів на  $n$ -InSb становить  $\sim 10^{-8}$  Ом см<sup>2</sup> та  $\sim 10^{-9}$  Ом см<sup>2</sup> для концентрації електронів  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> та  $10^{19}$  см<sup>-3</sup> відповідно. Приблизно такі ж значення були отримані для  $n$ -InAs. Експериментальні значення питомого опору для  $n$ -InAs з концентрацією носіїв  $\sim 10^{19}$  см<sup>-3</sup> перевищували теоретично розраховані мінімальні значення (межа Ландауера) приблизно на порядок величини. Основною вимогою для отримання низького опору є висока концентрація носіїв, яка забезпечує тунельну прозорість бар'єра. Важливою вимогою є також підготовка поверхні напівпровідника, а саме: для отримання контактного опору  $10^{-8}$  Ом см<sup>2</sup> необхідно видалити оксид з його поверхні перед нанесенням металу [19].

#### 4. ХІМІЧНА ВЗАЄМОДІЯ В СИСТЕМІ МЕТАЛ/Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te

**4.1. Загальна характеристика.** Сплав Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te на даний час є основним напівпровідником для ІЧ-фотодетекторів. Низькоомний контакт з низьким рівнем шуму є важливим елементом фотоприймачів, який визначає їхні порогові характеристики, тому розуміння формування межі розділу метал/HgCdTe має практичний інтерес для технології виготовлення ІЧ-приладів. Фундаментальний інтерес зумовлений тією обставиною, що досліджується межа розділу металу з псевдобінарним напівпровідниковим сплавом, у якому два катіонно-аніонні зв'язки значно відрізняються за стабільністю (зв'язок Hg-Te набагато менш стабільний, ніж Cd-Te). На даний час її електронна структура загалом недостатньо вивчена, що видно з великої кількості моделей, запропонованих для пояснення положення рівня Фермі на межі розділу.

У низці робіт [21-29] вивчались міжфазні реакції між Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te та різними металевими покриттями. Згідно з цими дослідженнями, контактні метали можна розділити на чотири групи: ультрареактивні, реактивні, проміжно реактивні та нереактивні, залежно від відносної теплоти утворення HgTe та телуриду контактного металу, а також від теплоти утворення інтерметалевих сполук контактного металу з катіонами Cd та Hg. Осадження реакційно здатних металів призводить до утворення телуриду металу та зумовлює втрату ртуті з міжфазної області. Навпаки, при осажденні нереактивного металу, такого як Au, зберігається стехіометричний інтерфейс з незначними втратами ртуті. Більшість досліджень обмежувались ультрафіолетовою або рентгенівською фотоemisійною спектроскопією (UPS) та (XPS) на сколотих у надвисокому вакуумі поверхнях, які являють собою найпростішу

систему для розуміння механізму хімічних реакцій на інтерфейсах. Електричні властивості контактів метал- $\text{HgCdTe}$  досліджені значно менше [30,31]. З поміж інших, більш детально вивчались електричні властивості  $\text{Ti}$  та  $\text{Au}$  як металевих контактів до  $p\text{-HgCdTe}$ .  $\text{Au}$  використовується через його властивості як акцепторної домішки, а  $\text{Ti}$  через відмінні адгезійні властивості.

Осадження ультрареактивного  $\text{Ti}$  на  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  призводить до утворення телуридів, які є термодинамічно стабільнішими, ніж  $\text{HgTe}$ , на  $\text{CdTe}$ . Міжфазна реакція викликає видалення  $\text{Hg}$  з межі розділу, що змінює її стехіометрію. Інтердифузія  $\text{Hg}$  у нанесений шар металу обмежена, тому атоми накопичуються поблизу межі розділу. Низькотемпературний відпал ( $110^\circ\text{C}$  протягом 24 годин) викликає чіткішу межу розділу, посилює утворення  $\text{TiTe}$ , а також збільшує накопичення  $\text{Hg}$ , що підтверджують результати вимірів Оже-профілів  $\text{Au}$  та  $\text{Ti}$ . Отриманий результат корелює з отриманими раніше для напівпровідників III-V групи, які показують, що ширина межі розділу є функцією теплоти реакції металу з аніоном напівпровідника. Згідно з цією картиною, найбільш різкі межі розділу пов'язані з тими системами, де взаємодія метал-аніон найсильніша. Вплив міжфазної взаємодії на межі розділу  $\text{Ti/HgCdTe}$  полягає у збільшенні ефективної висоти бар'єра Шотткі.

Дослідження у надвисокому вакуумі методами фотоемісійної спектроскопії та низькоенергетичної електронної дифракції показують, що морфологія межі розділу корелює з хімічною реакційною здатністю контактних металів, а рух рівня Фермі  $E_F$  на межі розділу – з їх легуючими властивостями. Об'ємні значення теплоти утворення телуридів металу та інтерметалічних сполук метал-катіон важливі для оцінки реакційної здатності межі розділу [26]. Наприклад,  $\text{Pt}$  з помірною реакційною здатністю утворення телуриду  $\Delta H(\text{PtTe}) = -10,0$  ккал/моль, але великими екзотермічними теплотами утворення сполук  $\Delta H(\text{Cd;Pt}) = -24,4$  ккал/моль та  $\Delta H(\text{Hg;Pt}) = -16,4$  ккал/моль зумовлює реакційну межу розділу.

Реакційноздатні метали з великою теплотою утворення телуридів, наприклад  $\text{Al}$ , зумовлюють збіднення ртуттю на 50% або більше в приповерхневому шарі  $\text{HgCdTe}$  товщиною 10-20 Å при незначних покриттях поверхні металом порядку одного моношару. Відносно нереактивні метали (наприклад,  $\text{Cu}$  та  $\text{Ag}$ , з теплотами утворення телуриду  $<10$  ккал/моль), викликають щонайменше на порядок величини менше збіднення поверхні ртуттю. Для  $\text{Au}$  практично не спостерігається втрата  $\text{Hg}$  при нанесенні кількох моношарів.

Для реактивних металів після нанесення кількох шарів металу втрата ртуті практично зупиняється, оскільки утворюється дифузійний бар'єр, який перешкоджає переходу атомів металу в напівпровідник і, таким чином, зупиняє подальшу реакцію. Для помірно реактивних металів, таких як  $\text{Cu}$  та  $\text{Ag}$ , це «хімічне захоплення» у міжфазній області набагато слабше, що дозволяє їм проникати глибше в об'єм напівпровідника, збіднюючи його ртуттю. Цей ефект особливо помітний у випадку  $\text{Ag}$ . Таким чином, при значній кількості осажденного металу швидкість втрати  $\text{Hg}$  може бути більшою для помірно реактивних металів, ніж для високореактивних. Детальний аналіз показує, що  $\text{Cu}$  проникає у напівпровідник на глибину  $\sim 20$  Å, тоді як  $\text{Ag}$  на порядок величини глибше. Залежність інтердифузії в КРТ від реакційної здатності металу відображає складну взаємодію між конкуруючими ефектами утворення вакансій  $\text{Hg}$  та хімічним захопленням атомів металу з утворенням телуриду на межі розділу, що має гальмувати інтердифузію. Проблема інтердифузії в приповерхневих шарах КРТ залишається недостатньо вивченою.

Для  $\text{HgCdTe}$  рівень Фермі на сколотій поверхні закріпленій у положенні, відмінному від його положення в об'ємі для матеріалу  $p$ -типу. Припускаючи, що ширина забороненої зони на поверхні та в об'ємі однакова,  $E_F$  зазвичай знаходиться в межах  $\pm 0,1$  eВ від мінімуму дна зони провідності. Осадження донорних домішок  $\text{Al}$  та  $\text{In}$  зміщує  $E_F$  вгору на 0.4-0.6 eВ (сильно вироджений  $n$ -тип), а осадження акцепторних домішок  $\text{Cu}$ ,  $\text{Ag}$  та  $\text{Au}$  зміщує  $E_F$  вниз на 0.05-0.2 eВ. Перехідні метали  $\text{Pt}$ ,  $\text{Pd}$  та  $\text{Cr}$ , які цілком правдоподібно є нейтральними домішками в КРТ, викликають зсув  $E_F$  менше 0.05 eВ. Слід також зазначити,

що зсув  $E_F$  не корелює з втратами Hg в приповерхневих шарах напівпровідника. Таким чином, з результатів дослідження межі розділу метал/КРТ та порівняння з відповідними результатами для CdTe видно, що слабкий зв'язок Hg-Te відіграє вирішальну роль у формуванні межі розділу метал/HgCdTe. Змішування металевого покриття з приповерхневою областю у HgCdTe значно більше у порівнянні з CdTe, особливо для реактивних металів, які мають низькі теплоти утворення з напівпровідником. Кореляція властивостей об'ємного легування контактним металом  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  з напрямком руху рівня Фермі на інтерфейсі метал-HgCdTe є унікальною властивістю цієї системи.

Коротко результати досліджень хімічної взаємодії металів з  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  викладені нижче.

**Золото** найбільш широко використовується для формування контактів до  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Ріст шару золота відбувається в основному за допомогою кластерного механізму. Золото зменшує густину поверхневих станів. На атомарно-чистій поверхні  $p$ -HgCdTe рівень Фермі в контакті із золотом розташований біля дна зони провідності. Виникає потенціальний, висота якого зростає зі збільшенням  $x$ . Атоми золота, маючи високий коефіцієнт дифузії, проникають в основну масу монокристалів  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ , утворюючи донорні рівні. Тому на кристалах  $n$ -типу легше формувати контакти, подібні омичним. Ртуть вільно дифундує до поверхні і частково з неї випаровується. Телур накопичується біля поверхневого шару і дифундує в осаджений шар золота, в результаті чого можуть утворюватися ниткоподібні включення телуру.

**Індій** також широко використовується для формування низькоомних контактів до  $p$ -HgCdTe. Під час осадження шари індію ростуть один за одним. Осадження навіть тонкого (менше 0,3 моношару) шару індію на поверхню сколу (110) призводить до майже повного вилучення ртуті з поверхневого шару HgCdTe товщиною  $\sim 1.0$  нм. Зі збільшенням товщини осадженого шару вільний телур накопичується безпосередньо на межі розділу індій/  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  і частково дифундує в шар індію. Індій швидко дифундує в HgCdTe для створення донорних рівнів. У матеріалі типу  $n$  формується шар  $n^+$ , тому контакти до композицій з  $x \approx 0.3-0.7$  є низькоомними. Низькоомні контакти на кристалах  $n$ -типу утворюються хімічним або електрохімічним осадженням індію. Підшар Yb на поверхні  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  перешкоджає дифузії In. При товщині підшару менше 5 нм контактний опір зростає незначно. В анодному оксидному підшарі товщиною близько 80 нм індій в оксидному шарі бере участь у реакції з утворенням телуридів. Товщина оксидного шару зменшується. Такий контакт  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  з індієм є випрямляючим.

**Срібло.** Під час осадження шари срібла ростуть з утворенням тривимірних зародків або за пошаровим механізмом залежно від температури та стану поверхні  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Осадження срібла при кімнатній температурі призводить до втрати ртуті з кількох поверхневих моношарів підкладки. Атоми срібла швидко дифундують на глибину кількох десятків нанометрів. При малих і великих товщинах нанесених шарів дифузія відбувається відповідно через міжвузлові ділянки та вакансії ртуті. Атоми срібла утворюють акцепторні рівні в HgCdTe. На межі контакту срібла з хімічно протравленою поверхнею  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  ( $x \approx 0.6-0.7$ ) формується бар'єр висотою  $\sim 0.74$  eV.

Наявність на поверхні  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  моношарів інших металів істотно змінює його хімічну активність. Моношар сурми різко знижує активність проміжного шару. Сурма залишається під нанесеним шаром срібла, а межа розділу, що виникає, є східчастою. Поверхневі рівні утворюються за рахунок зменшення щільності об'ємних станів у підкладці, а подальше нанесення шару срібла (до 10 нм) збільшує кількість телуру в прикордонному шарі за рахунок зворотної дифузії телуру. Наявність підшару зменшує дифузію срібла приблизно в 3 рази. Осадження сурми є найбільш ефективним методом зменшення дифузії срібла в  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . Моношар алюмінію на поверхні  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  призводить до збіднення поверхневого шару ртуттю. Його реакція з телуром утворює підшар  $Al_2Te_3$ , який

перешкоджає дифузії срібла при товщині нанесеного шару до 0.2–0.5 нм. При більших товщинах продовжується збіднення ртуттю, а наявність шару  $\text{Al}_2\text{Te}_3$  майже не впливає на дифузію срібла. Моношар титану на поверхні  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  призводить до значного збіднення поверхневого шару кадмієм і ртуттю, але майже не впливає на дифузію срібла в об'єм кристала.

**Мідь.** Осадження шарів міді товщиною до 10 нм призводить до збіднення поверхневого шару КРТ телуром і кадмієм. Шар міді товщиною  $\sim 2$  нм містить 5% кадмію і до 35% телуру. Проміжна область також збіднена ртуттю. Взаємодія між міддю та ртуттю майже не спостерігається. Поверхня  $\text{HgCdTe}$  легована дифундуючими атомами міді, які відповідають за  $p$ -тип провідності. Висота бар'єра Шоттки знаходиться в діапазоні 0.74-0.79 еВ.

**Сурма.** Нанесені шари сурми утворюються з тривимірних зародків. Сурма майже не взаємодіє з компонентами  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , а роль зворотної дифузії незначна. Контакт на хімічно протравленій поверхні є випрямляючим, з висотою бар'єра Шоттки  $\sim 0.74$  еВ.

Підшари Al або Ti з товщиною 0.2 моношару полегшують дифузію сурми в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , що дозволяє отримати сильнолеговану область  $p^+$ -типу на межі розділу з областю  $p$ -типу і може використовуватися для виготовлення контактів з низьким опором. Підшар товщиною від 1 до 5 моношарів зміщує рівень Фермі до його положення у сурмі.

**Алюміній** активно руйнує поверхню  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Осадження лише 0.5-0.7 моношарів у перехідній області призводить до появи шару (1–2) нм, який майже повністю збіднений ртуттю. Алюміній активно реагує з телуром з утворенням  $\text{Al}_2\text{Te}_3$  в перехідній області. Телур спостерігається на тильній стороні шару алюмінію. Контакт атомно-чистої (іонно-травленої) поверхні з  $x \approx 0.2$  з алюмінієм ближче до омичного. У  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  з  $x > 0.6$   $n$ -тип утворюється внаслідок дифузії алюмінію.

**Платина.** Осадження моношару  $\sim 0.6$  Pt призводить до виходу до 25% ртуті з поверхневого шару  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  товщиною в діапазоні 1-3 нм, а збільшення товщини шару в 3 рази призводить до виходу 50-90% ртуті. Кадмій дисоціює і сплавляється з платиною. Телур дифундує в платину і утворює біля поверхні металу шар товщиною (0.7-0.8) нм, що складається з майже чистого телуру. На протравленій поверхні  $n$ -типу з  $x = 0.6-0.7$  утворюється бар'єр висотою 0.7 еВ. На матеріалі  $n$ -типу з  $x < 0.5$  контакт подібний до омичного. З анодного оксидного підшару видаляються ртуть і телур, і товщина оксидного шару зменшується. Ртуть розчиняється в платині, а телур накопичується на поверхні металу, платина дифундує в об'єм  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ .

**Самарій.** На початковій стадії осадження (при товщині менше 0.6-0.7 нм) відбувається інтенсивне випаровування ртуті. Після утворення металевого шару ртуть починає активно розчинятися в осадженому шарі.

**Титан.** Осадження Ti супроводжується інтенсивним випаровуванням ртуті: після осадження лише 0,1 нм у поверхневому шарі  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  залишається лише близько 5% ртуті.

**Паладій.** Шар Pd утворюється під час осадження за тривимірним механізмом (з ядер). Під час осадження ртуть швидко випаровується і практично відсутня в перехідному шарі. Кадмій дисоціює і спостерігається в шарі після осадження 16 моношарів Pd. Телур також дисоціює і частково розчиняється в Pd. Основна частина телуру утворює шар товщиною (0.7-0.8) нм.

**4.2. Уніфікована модель дефектів у застосуванні до  $\text{HgCdTe}$ .** Уніфікована теорія дефектів Спайсера передбачає, що для тісного контакту металу з  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  за відсутності проміжного оксиду, омичний контакт буде легко утворюватися на  $n$ -типі та випрямляючий на  $p$ -типі матеріалу [32], що узгоджується з результатами експерименту. Низькі температури ( $\sim 100$  K) вважаються необхідними для формування контактів з різким інтерфейсом. Положення рівня Фермі на поверхні напівпровідника визначають власні дефекти, які утворюються в процесі осадження контактного металу. Ключовий результат теорії полягає в

тому, що для  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  складу  $x < 0.4$  рівень Фермі лежить вище дна зони провідності, тобто стабілізується резонансними станами. Передбачається, що резонансні стани в зоні провідності утворює антиструктурний дефект  $\text{Te}_{\text{Cd}}$ . При цьому контакт є омічним на матеріалі  $n$ -типу та випрямляючим на матеріалі  $p$ -типу. В принципі, це передбачення теорії узгоджується з результатами промислового виготовлення контактів на  $n$ -  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . У випадку матеріалу  $p$ -типу ситуація менш однозначна. Здається, що усталена технологія виготовлення контактів для  $p$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  поки що відсутня, про що також свідчать суперечливі результати чисельних наукових досліджень. Відзначимо, що у роботах Спайсера приймалися до уваги дефекти, які утворюються на поверхні при незначному збуренні поверхні. На практиці внаслідок хімічної взаємодії металу з компонентами напівпровідника, поверхня  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  може бути сильно розупорядкована, що призводить до утворення проміжного міжфазного поверхневого шару, який і визначає електричні властивості контакту. У випадку сильного розупорядкування поверхні  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  за рахунок видалення ртуті, уніфікована теорія дефектів не може бути використана.

Оскільки утворення дефектів залежить від температури, проводилось осадження Al, Pd та Ag на  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  при пониженої температурі 100 К. Отримані результати стали перевіркою прогнозів Спайсера щодо поведінки рівня Фермі і електричних властивостей контактів, оскільки очікувалось, що при низькій температурі порушення поверхні  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  мінімізується. Проте дослідження показали, що Hg видалюється із поверхні навіть при низькотемпературному осадженні, причому, незалежно від осаджуваного металу, рівень Фермі знаходився приблизно на 0.6 еВ вище краю валентної зони для відносно невеликих покриттів поверхні металом (приблизно 0.2 моношару). При більших покриттях, які супроводжувались подальшим збідненням ртуттю міжфазної межі розділу, для Ag та Pd спостерігався зсув рівня Фермі до валентної зони. Для Ag цей ефект був помітно виражений, коли зразок нагрівали до кімнатної температури та витримували при цій температурі впродовж години. Також після відпалу при кімнатній температурі ртуть поверталась до межі розділу. Припускається, що Ag утворює леговану область в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  з одночасним рухом Hg в шар металу [23].

**4.3. Ефект легування контактним металом.** У роботах [26,33,34] виявлена кореляція між положенням рівня Фермі та типом легування контактним металом. Якщо контактний метал проявляв донорний характер легування, рівень Фермі переміщався у бік зони провідності, а при акцепторному легуванні  $E_F$  зміщувався у бік валентної зони. Можна стверджувати, що метали, які утворюють  $n$ -тип, роблять контакт «більш омічним» на  $n$ -  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Щоб створити омічні контакти на  $p$ -типі, потрібно використовувати контактні метали, які проявляють акцепторний тип легування.

Експериментальні докази легування контактним металом були отримані за допомогою фотоелектронної спектроскопії для трьох металів, які є акцепторами у об'ємному  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (Cu, Ag та Au). Рівень Фермі зміщується приблизно на 0.1 еВ до валентної зони при їхньому осадженні. Натомість для двох металів, Al та In, які є донорною домішкою,  $E_F$  зміщується в зону провідності на 0.4-0.5 еВ. Ці дані свідчать про те, що значна кількість атомів металу дифундує в об'єм та сильно легує його. Зазначимо, що збіднення поверхні ртуттю при осадженні металів спостерігалось практично у всіх дослідженнях, які використовували фотоелектронну спектроскопію для вивчення формування контактів при субмоношаровому покритті поверхні.

Факт зсуву  $E_F$  при використанні різних металів означає можливість досягнення високого рівня легування інтерфейсу, отже, може забезпечити омічні контакти на матеріалі  $p$ -типу. Зазначимо, що для виготовлення омічних контактів необхідний рівень легування становить  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  або вище. Однак слід зробити два зауваження. По-перше, більшість досліджень фотоелектронної спектроскопії проводились на атомарно чистих поверхнях, тоді як практичні контакти частіше створюють на поверхнях, покритих сторонніми плівками,

наприклад, оксидами. Їх наявність може уповільнити взаємодію між нанесеним металом та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  і, таким чином, легування металом. Друге зауваження стосується довготривалої стабільності. Якщо омичний контакт на  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  залежить від відносно неконтрольованого процесу легування, потрібно вивчити питання щодо стабільності контактів у часі, оскільки існує небезпека релаксації системи, що негативно вплине на бажані властивості контакту. Цитовані роботи вказують також на можливість використання фотоелектронної спектроскопії для вивчення впливу підготовки поверхні на взаємодію між контактним металом та  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Також необхідно поєднувати дослідження у високому вакуумі з вимірюванням електричних властивостей контактів, без чого неможливим є їх практичне застосування.

Зсув рівня Фермі у бік валентної зони може також відбуватись збільшенням електронегативності металу. Проте наявні експериментальні результати не дають чітких доказів такого зсуву.

**4.4. Омичні контакти Au на окисленій поверхні  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ .** Результати формування омичних контактів золота на окисленій поверхні  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  викладені у роботах [35,36]. Наразі Au є основним металом, що використовується для омичних контактів на  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , що пояснюється великою роботою виходу та легуючим ефектом домішки золота в об'ємному матеріалі. Зокрема, отримані хімічним осадженням Au контакти мали досить низький опір. Це неочікуваний результат, зважаючи на теоретичні передбачення [31], а також дослідження контактів на сколотій поверхні  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$   $p$ -типу, у яких висота бар'єра перевищує ширину забороненої зони для  $x < 0,4$ . Оскільки Au є неефективною легуючою домішкою і має низьку розчинність у  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , легування не повинно суттєво сприяти зниженню бар'єра, хоча експериментальні значення його висоти все-таки нижчі за теоретично передбачені. Профілі оже-розподілу елементів виявили наявність міжфазного шару, що містить Te, O та Cl. Оскільки міжфазний шар можна використати для зміни висоти бар'єра, дослідження контакту Au/ $p$ - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  представляє практичний інтерес.

Виготовлені контакти на епітаксійних монокристалічних плівках  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$   $p$ -типу зі складом  $x=0.3$  та  $0.2$  леговані приблизно до  $10^{15}$   $\text{cm}^{-3}$ . Поверхня зразків була полірована розчином 1.8% Br у метанолі. Тонкий міжфазний шар був сформований шляхом бомбардування зразка кисневою плазмою протягом приблизно 30 секунд. Рентгенівська фотоелектронна спектроскопія окисленої поверхні показала, що основними складовими були Te та O, а також спостерігалася відносно невелика кількість Hg та Cd. Контакти були сформовані шляхом занурення  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  у 0.5% розчин  $\text{AuCl}_2$  на 30 секунд. Товщина шару Au становила приблизно 60 нм. Деякі зразки були відпалені в кварцовій ампулі при  $100^\circ\text{C}$  протягом 216 годин в середовищі  $\text{N}_2$  з тиском 400 Торр. Зразки, на яких проводилися електричні вимірювання, мали контактні площадки Au діаметром 200 нм, з шаром ZnS на периферії контакту, інкапсульовані шаруватою структурою Ni-In-Pb-In. Досліджувались властивості контактів Au/ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x=0.3$ ), виготовлених вакуумним напиленням та хімічним осадженням золота на неокислену поверхню, а також хімічним осадженням на окислену поверхню. У свіжоприготовлених контактах, виготовлених вакуумним напиленням на неокислену поверхню, значення питомого опору становили  $7 \cdot 10^1$  Ом  $\text{cm}^2$ . Контакти мали асиметричну випрямляючу ВАХ, із аналізу якої була отримана приблизна висота бар'єра порядку ширини забороненої зони (0.25 eV при 77 K). Відпалені неокислені контакти демонстрували таку ж поведінку. Аналіз форм ліній Оже-спектрів Au, Hg та Cd показав, що в плівці не розчинилося значної кількості Hg або Cd. Для невідпалених та відпалених контактів спостерігалась реакція Au з підкладкою. Відпал прискорив реакцію, але призвів лише до незначного збільшення області, що прореагувала, причому більша частина Au залишилася непрореагованою. Щодо дифузії Au в підкладку, то на відстані 10 нм нижче межі розділу для свіжоприготовленого контакту Au не спостерігався.

Із вимірювань ВАХ свіжоприготовлених та відпалених контактів на окисленій поверхні було встановлено їхній омичний характер, тобто залежність струму від прикладеної напруги була лінійною. Контактний опір у свіжоприготовлених контактах змінювався приблизно від  $2 \cdot 10^{-1}$  до  $6 \text{ Ом см}^2$ . Відпалені контакти мали більш відтворювані омичні характеристики, а також нижчі контактні опори, а значення яких змінювалось від  $7 \cdot 10^{-2}$  до  $4 \cdot 10^{-1} \text{ Ом см}^2$ . Щоб зрозуміти цю поведінку, були досліджені Оже-профілі свіжоприготовлених контактів, отриманих хімічним осадженням на окислену поверхню  $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ . Значної кількості Hg або Cd не спостерігалось як у свіжоприготовленому, так і відпаленому контакті. Натомість, окрім Au, на межі розділу був присутній шар, що складався з Te, O та Si, товщиною кілька сотень ангстрем.

Свіжоприготовлені контакти на окисленій поверхні були випрямляючими з висотою потенціального бар'єра приблизно 0.1 eV. Їхній контактний опір змінювався у межах від  $8 \cdot 10^{-1}$  до  $6 \text{ Ом см}^2$ . Після відпалу при  $100^\circ\text{C}$  більшість із них ставали омичними з контактним опором  $3 \cdot 10^{-1}$  до  $1 \text{ Ом см}^2$ . Присутність тонкого міжфазного оксиду внаслідок плазмової обробки була очевидною. Оже-профілі Au були набагато різкішими у порівнянні з неокисленими контактами. Цей факт можна пояснити присутністю оксиду, який пригнічував будь-яку реакцію між Au та підкладкою. Відпал окисленого контакту також не виявив хімічної взаємодії Au з підкладкою. Крім того, не спостерігалось значної дифузії Au на межі розділу.

Результати вимірів ВАХ чітко показали, що реакція між Au та підкладкою  $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$  *p*-типу призводить до випрямляючого контакту з високим бар'єром. Одна з можливостей його утворення полягає в тому, що реакція Au могла призвести до великої кількості інтерфейсних станів, що закріплюють рівень Фермі. У роботах Спайсера ці інтерфейсні стани є результатом дефектів, таких як вакансія Te та антиструктурний дефект  $\text{Te}_{\text{Cd}}$ . Теоретично розрахований рівень енергії антиструктурного дефекту знаходиться вище мінімуму зони провідності для  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  з  $x < 0.4$ . Іншою моделлю, яка може пояснити положення закріплення Фермі прореагованих контактів Au/  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , є модель MIGS. На даний час важко розрізнити, який механізм відповідає за закріплення рівня Фермі в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Тим не менше, роль інтерфейсних дефектів є безумовно визначальною у системі Au/ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ .

Для контактів з прореагованим Au рівень Фермі закріплений поблизу дна зони провідності нижче, ніж передбачалось в уніфікованій моделі дефектів та MIGS, можна було б пояснити легуванням Au приповерхневої області. Проте великі значення висоти бар'єрів та опору для контактів з прореагованим Au вказують на те, що Au майже не легує підкладку. Це узгоджується з результатами роботи [37], де повідомлялось, що менше 3% Au, введеного в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , діє як акцепторна домішка. Можливими причинами можуть бути наступні: більша частина Au розташована в міжвузлових ділянках і є електрично неактивною; Au утворює неактивні комплекси (Au-Hg). Крім того, розчинність Au також відносно низька в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , тому Au є неефективним легуючим акцептором і не відіграє великої ролі у визначенні електричних характеристик контактів.

Утворення міжфазного шару значно змінює електричні характеристики контактів Au/ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Тонкий шар плазмового оксиду зменшує висоту бар'єра приблизно до 0.1 eV внаслідок зменшення густини міжфазних станів. Подібний результат був отриманий у роботі [38], згідно з якою міжфазний інтерфейс плазмовий оксид/ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  має низьку густину станів. Після відпалу контакти з тонким міжфазним шаром були переважно омичними, тоді як контакти без міжфазного шару були випрямляючими. Міжфазний шар є термічно стабільним, тому відпал ще більше зменшив густину інтерфейсних станів. Для реактивностатних контактів у інших напівпровідниках міжфазний шар може відігравати аналогічну роль.

Щоб механізм, обговорений вище, був ефективним, тонкий міжфазний шар повинен бути хорошим дифузійним бар'єром для Au, який швидко дифундує в  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Можливим механізмом дифузії Au є змішана вакансійно-міжвузлова дифузія, у якій домішка заміщення перетворюється на міжвузлову і створює вакансію в металевій підґратці. Міжвузлова домішка швидко дифундує, а потім знову перетворюється на домішку заміщення. В результаті, дифузія Au через міжфазний шар і подальша реакція з підкладкою можуть призвести до випрямляючого контакту з високим контактним опором.

Контакти, виготовлені хімічним осадженням золота на  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , можуть бути омичними через наявність міжфазного шару. Відпалені контакти Au з тонким плазмовим оксидом також демонструють омичні характеристики. Омичний характер контактів пояснюється низькою густиною дефектів на межі плазмовий оксид/ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ . Контакти Au без оксиду є випрямляючими з високим бар'єром Шотткі. Електричні характеристики контактів можуть залежати від морфологічних особливостей тонкого міжфазного шару, як наприклад, наявності точкових отворів, або варіації товщини та складу оксиду по зразку. Це, зокрема, може впливати на відтворюваність електричних характеристик контактів. З цих же причин може змінюватись контактний опір, що спостерігалось для контактів Au/ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  з міжфазними шарами. Враховуючи легкість створення різних міжфазних шарів у поєднанні з їхніми пасиваційними властивостями, структури метал/тонкий міжфазний шар/напівпровідник можна вважати перспективними для формування омичних контактів на  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ .

## 5. КОНТАКТИ НА ВУЗЬКОЦІЛИННИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ InSb Та InAs

**5.1. Електричні властивості контактів.** Транспортні властивості контактів метал-InSb вивчались у невеликій кількості робіт [39-44]. У ранніх роботах [39,40] були отримані основні результати для контактів метал/InSb (InAs), а саме: висота бар'єра Шотткі не залежала від роботи виходу металу, що вказує на фіксацію рівня Фермі поверхневими станами; висота бар'єра сильно залежала від обробки поверхні і змінювалась у значних межах від  $\sim 50$  меВ до 240 меВ. Значення висоти бар'єра  $\Phi_{Bn}$  та  $\Phi_{Bp}$  у матеріалах  $n$ - та  $p$ -типу провідності визначались із ВФХ та ВАХ, а також спектральної залежності фотовідгуку. Поверхню підкладок готували шляхом вакуумного сколювання або хімічного полірування з подальшим промиванням у розчині HF. Вимірювання висоти бар'єрів були проведені з метою встановити роль поверхневих станів у формуванні бар'єра та знайти співвідношення між енергією Фермі на межі розділу та шириною забороненої зони  $E_g$ . У всіх випадках співвідношення  $E_g = \Phi_{Bn} + \Phi_{Bp}$  не виконувалось. Для контактів, де вимірювання проводились в інтервалі 77-300 К,  $\Phi_{Bp}$  не залежала від температури, а залежність  $\Phi_{Bn}$  від температури визначалась залежністю  $E_g(T)$ . Важливою особливістю результатів була фіксація рівня Фермі на відстані  $\sim E_g/3$  над краєм валентної зони, внаслідок чого висота бар'єра Шотткі становила 170-180 меВ при 77 К.

В InAs  $p$ -типу утворювався інверсійний шар, а рівень Фермі на межі розділу знаходився над дном зони провідності. Підтвердженням цього результату було спостереження прямої ВАХ з від'ємним диференціальним опором.

У роботі [41] повідомлялось про бар'єри 76 мВ для контактів Au та 79 мВ для контактів Ag на поверхнях, протравлених в  $\text{CP4}$  та промитих в  $\text{Na}_2\text{S}$  перед нанесенням металу, а також про коефіцієнт ідеальності в діапазоні  $1 \leq n \leq 2$ .

Про вплив обробки поверхні InSb на параметри та характеристики контактів повідомлялось також в [42]. Контакти різної площі були виготовлені шляхом осадження з парової фази Au, Pd та Pb через маску на хімічно протравлені (100), (110) та (211) поверхні низьколегованих монокристалів InSb  $n$ -типу під тиском нижче  $2 \cdot 10^{-6}$  Торр. Поверхня пластин була попередньо оброблена та хімічно відполірована. На зворотному боці були сформовані

леговані омичні In-контакти. Перед осадженням металу поверхні були протравлені в CP4 та промиті в  $10^{-5}\text{M Na}_2\text{S}$ , або протравлені протягом 30 секунд у травнику на основі HF (48% HF:H<sub>2</sub>O:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> у об'ємному співвідношенні 1:3:1) з подальшим промиванням у деіонізованій воді.

Загалом, вихід випрямляючих контактів був низьким, зокрема на поверхнях, протравлених в CP-4. Спостерігався розкид коефіцієнта ідеальності від 1.09 до 2.0 для різних контактів одного й того ж зразка. При використанні травника HF були отримані діоди, стабільні протягом тривалішого періоду часу. Зворотний струм діодів зростає з напругою швидше, ніж очікувалося, згідно з теорією Шотткі. Такі відхилення зазвичай пояснюються впливом міжфазного шару, або тунельним механізмом транспорту носіїв. Висота бар'єра Шотткі змінювалась у широких межах від ~50 меВ до 120 меВ і залежала від обробки поверхні. Єдиним поясненням експериментальних результатів може бути присутність на поверхні тонкого, невідтворюваного та, можливо, неоднорідного міжфазного шару між металом та напівпровідником, який утворюється одразу після травлення поверхні.

Детальні дослідження впливу відпалу на властивості контактів виконано у роботі [45]. Досліджувався вплив швидкого термічного відпалу впродовж 20 с при температурі 300-450 С на висоту бар'єра Шотткі та фактор ідеальності ВАХ контактів Al та Ag до n-InSb. Висота бар'єру визначена із вимірів ВАХ та ВФХ. Було встановлено, що відпал при 300 та 350 °С не погіршує властивості контактів. Для невідпалених контактів значення висоти бар'єра та коефіцієнта ідеальності змінювалися в діапазоні 0.14-0.17 еВ та 1.12-1.31 відповідно, залежно від типу металу. Відпал при 400°C дещо погіршив властивості контактів, тоді як відпал при 450°C спричинив значну деградацію. Висота бар'єра зменшилась, а коефіцієнт ідеальності збільшився до 0.1 еВ та 1.41-1.52. Ймовірними причинами деградації контактів є створення нестехіометричного поверхневого шару InSb та інжекція зарядів у шар природного оксиду. Висота бар'єрів, визначена для невідпалених зразків, подібна до значень, отриманих у роботах [39,40], проте значно вища за значення, отримані в [41]. Дещо нижчі значення висоти бар'єра та вищі значення коефіцієнта ідеальності для контактів Al порівняно з контактами Ag, ймовірно, є результатом різних реакцій між цими металами та шаром природного оксиду на InSb. Крім того, для травлення InSb використовували суміш HNO<sub>3</sub>:молочну кислоту у об'ємному співвідношенні 1:10, тоді як у роботі [41] використовували п'ять різних методів обробки поверхні, кожен із яких по-різному впливає на властивості поверхні. Однією з важливих властивостей є кількість накопичених зарядів у природному оксиді та їхній знак. Для напівпровідника *n*-типу позитивні/негативні заряди оксиду призводять до зменшення/збільшення значення висоти бар'єра. Отже, зменшення висоти бар'єра при підвищених температурах відпалу вказує на накопичення позитивних зарядів у шарі природного оксиду.

**5.2. Контакти до нанорозмірних структур.** У роботі [46] досліджувались контакти Ti/Au на InSb нанодротах, на основі яких можуть бути створені прилади нового покоління. Розуміння електричних контактних властивостей польових транзисторів з напівпровідникових нанодротів відіграє вирішальну роль у використанні для майбутніх наноелектронних приладів та у вивченні фундаментальних фізичних проблем. Показано, що на межі розділу метал-нанодріт InSb присутній бар'єр Шотткі висотою ~20 меВ, ефективна висота якого залежить від зміщення на затворі польового транзистора. Контактний опір  $R_c$  в нанодротах InSb аналізувався за допомогою магнітотранспортних вимірювань при низьких температурах. Виявлено, що  $R_c$  у ввімкненому стані демонструє виражену залежність від магнітного поля, а саме: зростає зі збільшенням магнітного поля. Для пояснення спостереження наведено якісну картину, що враховує магнітне виморожування носіїв у підзонах нанодроту. Автори вважають, що отримані в роботі експериментальні результати можуть бути використані для проєктування та виготовлення нових наноелектронних та квантових пристроїв на основі InSb нанодротів.

**5.3. Радіаційні детектори на основі InSb.** Про можливість виготовлення радіаційних детекторів з використанням різних напівпровідників повідомлялось у роботі [47]. Серед інших InSb має найменшу енергію забороненої зони – 0.165 еВ. Енергетична роздільна здатність детекторів InSb оцінювалася в 3 рази вищою, ніж у детекторів Si, які випускаються серійно. Передбачається, що InSb може мати перевагу для реєстрації радіаційного випромінювання також перед іншими напівпровідниками [48-50]. Були виготовлені детектори InSb на контактах Шотткі та *p-n* переходах. Однією з важливих характеристик радіаційного детектора є низький струм витоку. Оскільки питомий опір пластин InSb дуже низький, важливою є обробка поверхні для зменшення струму витоку детектора. Встановлено, що травлення поверхні InSb є важливим елементом технології для зменшення низького струму витоку шляхом створення випрямляючого контакту Шотткі. Хімічне травлення видаляє пошкоджений шар на поверхні, що призводить до меншої шорсткості, а також змінює хімічний склад поверхні пластини. У роботі використовувалися дві травильні композиції: Br/метанол та суміш азотної та молочної кислоти. Також хімічне травлення суттєво покращує ВАХ контакту Шотткі і зменшує темновий струм. Більш шорстка поверхня після обробки розчином Br/метанол вказує на порушення стехіометрії на поверхні за рахунок видалення легкої компоненти. Травлення азотною/молочною кислотою забезпечує меншу шорсткість поверхні, найменший струм витоку та відтворювані характеристики радіаційного детектора.

**5.4. Фазові діаграми метал/InSb.** Аналіз літературних джерел свідчить, що електричні властивості контактів на InSb визначає проміжний міжфазний шар. Знання хімічного складу, атомної структури електронних властивостей міжфазного шару критично важливі для створення контактів з передбачуваними властивостями. Представлено результати розрахунків фазових діаграм у системах перехідний метал-In-Sb, для яких раніше не було доступних діаграм [51]. Був використаний метод, за яким раніше були розраховані фазові діаграми у системах Ni-, Pd- та Au-In-Sb і для яких отримані експериментальні результати. Було виявлено, що топології розрахованих фазових діаграм метал-In-Sb систематично змінюються залежно від положення металу в періодичній таблиці елементів. Згідно з нашими розрахунками, Cr, Mo, W, Re, Fe, Ru та Os є перехідними металами, які можуть перебувати у термодинамічній рівновазі з InSb. Додатковими кандидатами для неактивних бінарних фазових контактів з InSb є Mn<sub>3</sub>In, RuIn<sub>3</sub>, IrIn<sub>2</sub>, Pt<sub>3</sub>In<sub>7</sub>.

## 6. ГЕТЕРОСТРУКТУРНИЙ ОМІЧНИЙ КОНТАКТ *p*-PbTe/*p*-CdTe

Відомо, що телурид кадмію має змішаний іонно-ковалентний тип хімічного зв'язку з перевагою іонної складової, а тому вибір контактного металу для виготовлення омичного контакту може здійснюватись за моделлю Шотткі-Мотта. Вибір контактного металу здійснюється за умовою Шотткі для напівпровідника *p*-типу провідності  $\Phi_m = E_g - E_F + \chi$ , де  $E_g$  – ширина забороненої зони;  $E_F$  – енергетичне положення рівня Фермі відносно валентної зони,  $\chi$  – електронна спорідненість. Для CdTe при кімнатній температурі значення  $E_g$  та  $\chi$  відповідно становлять 1.5 еВ та 4.3 еВ [52]. Типовим значенням концентрації дірок  $10^{15}$ - $10^{17}$  см<sup>-3</sup> відповідає діапазон значень рівня Фермі  $E_F = 0.1$ - $0.2$  еВ [53]. Використовуючи указані значення параметрів CdTe, отримаємо для роботи виходу металу  $\Phi_m = 5.6$ - $5.7$  еВ. Згідно з [54], металів з таким значенням роботи виходу не існує. Найбільш наближені до цього значення  $\Phi_m$  мають нікель (5.1-5.2 еВ), золото (5.0-5.2 еВ), платина (5.3-5.4 еВ). Саме ці метали найбільш частіше використовують для виготовлення омичних контактів до *p*-CdTe [55-58].

Виготовлені хімічним нанесенням плівки золота із золотохлористоводневої кислоти на підготовлену відповідним чином поверхню *p*-CdTe демонстрували лінійні ВАХ при кімнатній температурі [56]. Тоді як при  $T = 77$  К в діапазоні напруг зміщення  $\pm 1$ В

спостерігались нелінійні ВАХ, що свідчить про присутність потенціального бар'єра. Такий спосіб створення омичних контактів доцільно використовувати лише для виготовлення дослідних малорозмірних контактних площадок, призначених для вимірювання фізичних властивостей матеріалу або приладів.

Важливим елементом технології виготовлення контактів є обробка поверхні. При підготовці у надвисокому вакуумі сколотої поверхні монокристалічного об'ємного телуриду кадмію *p*-типу провідності і нанесенні на таку поверхню індію, утворюється потенціальний бар'єр, висота якого відповідає моделі Шоттки [59]. У випадку окисленої поверхні рівень Фермі у *p*- та *n*-CdTe був закріплений поверхневими станами, а висота потенціального бар'єра відповідала моделі Бардіна. Також встановлено, що полірування поверхні телуриду кадмію у кислотних травильних композиціях [60-63] перед нанесенням металу призводить до збагачення приповерхневої області телуром, а на межі метал-напівпровідник формується потенціальний бар'єр за тим же механізмом. Показано [63], що товщина нестехіометричної приповерхневої області, зумовлена хімічною обробкою, може сягати 60 нм, а ступінь нестехіометричності залежить від складу травника. Значення висоти потенціального бар'єра структур Au/*p*-CdTe корелювало зі ступенем нестехіометричності поверхні, на яку після хімічної обробки наносилась тонка плівка золота хімічним способом з розчину хлорного золота. Найбільше значення висоти потенціального бар'єра (~0,8 еВ) спостерігалось у структур з найбільшою нестехіометрією поверхні, найменше значення (~0.06 еВ) – у структурах з майже стехіометричною поверхнею. ВАХ з найменшим потенціальним бар'єром були лінійні, а з найбільш високим – діодні.

Перераховані вище експериментальні результати вказують про невирішену проблему омичних контактів до *p*-CdTe. З метою її вирішення було запропоновано використовувати оптично прозорі та сильнолеговані шари ІТО (оксид індію та олова) *n*<sup>+</sup>-типу провідності, які наносились на легований шар *p*<sup>+</sup>-CdTe з концентрацією дірок ~3 · 10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup> [64]. Було встановлено, що у гетероконтакті *p*<sup>+</sup>-CdTe/*n*<sup>+</sup>-ІТО формується потенціальний бар'єр ~2.2 еВ, а темновий струм контакту є тунельно-рекомбінаційним, тобто такий контакт не є омичним.

Авторами огляду були запропоновані і досліджені гетероструктурні контакти до полікристалічного шару телуриду кадмію *p*-типу провідності, у яких між телуридом кадмію *p*-типу провідності та контактним металом розміщується полікристалічний шар сильнолегованого телуриду свинцю *p*-типу провідності, а контактний метал є акцептором в телуриді свинцю [65]. Основні причини такого вибору контактного матеріалу наступні: а) гетероперехід *p*-PbTe/*p*-CdTe характеризується хорошим співпадінням постійної ґратки ~0.3%; б) теоретично та експериментально показано [59], що величина розриву зон на гетеромежі не перевищує 0.14 еВ, що дає можливість реалізації ефективного транспорту дірок при невеликих напругах зміщення; в) технологія вирощування шарів PbTe добре розроблена. У гетероструктурному контакті *p*<sup>+</sup>-PbTe/*p*-CdTe потенціальний бар'єр на гетеромежі не перевищує значення 0.1 еВ, що обумовлює омичність контакту у широкому інтервалі температур. Омична провідність контакту забезпечується тунельним механізмом проходження струму, а значення енергії електронної спорідненості PbTe ( $\chi \cong 4.6$  еВ) дозволяє використовувати низку металів з роботою виходу ~5.0 еВ. Враховуючи наявність термообробок у технології виготовлення сонячних елементів на основі полікристалічних шарів *p*-CdTe, контактний метал до *p*<sup>+</sup>-PbTe повинен проявляти акцепторні властивості для уникнення формування високоомної області на межі метал/*p*<sup>+</sup>-PbTe.

Гетероструктури *p*-CdTe/*p*<sup>+</sup>-PbTe були виготовлені методом “гарячої стінки” на діелектричних підкладках сіталу. Спочатку на підкладку наносився шар *p*<sup>+</sup>-PbTe товщиною 25-27 мкм за технологічними режимами: температура джерела випаровування – 530±10 °С, температура підкладки – 395±5 °С, температура стінки реактора – 430±2 °С. Як омичний контакт до шарів *p*<sup>+</sup>-PbTe використано олово, яке проявляє в PbTe акцепторні властивості. Основні електрофізичні параметри полікристалічних шарів *p*<sup>+</sup>-PbTe було визначено методом

Ван-дер-Пау. При кімнатній температурі концентрація та рухливість дірок становила  $\sim(5-6) 10^{18} \text{ см}^{-3}$  та  $\sim 3 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В}$  с відповідно, що свідчило про їхній вироджений стан. Тим же методом на  $p^+$ -PbTe наносився шар полікристалічного телуриду кадмію  $p$ -типу при технологічних режимах: температура випаровування джерела –  $600 \pm 10^\circ\text{C}$ , температура підкладки –  $410 \pm 5^\circ\text{C}$ , температура стінки реактора –  $430 \pm 2^\circ\text{C}$ . Як джерело випаровування використовувався нелегований телурид кадмію  $p$ -типу провідності з питомим опором  $(1-2) 10^3 \text{ Ом см}$ . Товщина шарів CdTe становила  $120 \pm 3 \text{ мкм}$  з середнім розміром зерна  $106 \pm 3 \text{ мкм}$ .

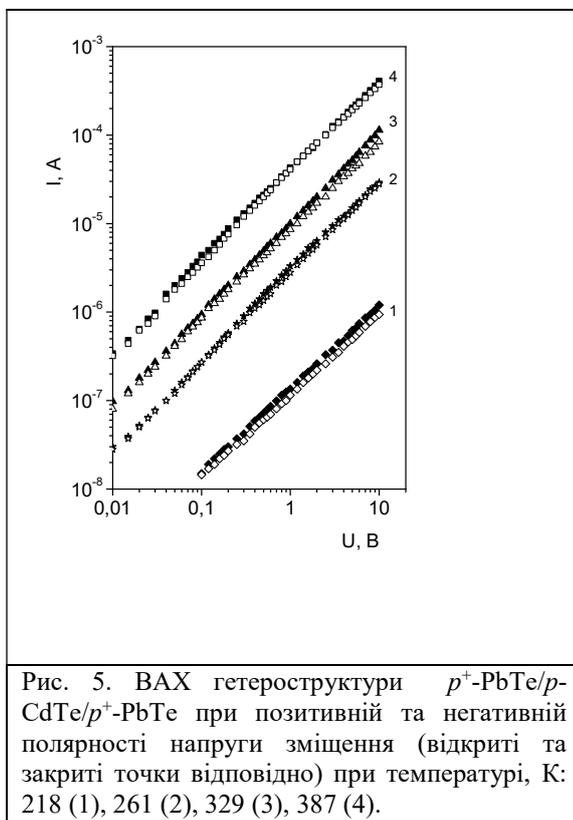


Рис. 5. ВАХ гетероструктури  $p^+$ -PbTe/ $p$ -CdTe/ $p^+$ -PbTe при позитивній та негативній полярності напруги зміщення (відкриті та закриті точки відповідно) при температурі, К: 218 (1), 261 (2), 329 (3), 387 (4).

На рис.5 показана ВАХ подвійної гетероструктури  $p^+$ -PbTe/ $p$ -CdTe/ $p^+$ -PbTe у логарифмічних координатах за різних температур. Видно, що експериментальні результати добре лінеаризуються в логарифмічних координатах, що свідчить про ступеневий характер зміни ВАХ, тобто  $I \sim U^n$ . Причому значення  $n \approx 1$ , що свідчить про омичність ВАХ гетероконтакту  $p^+$ -PbTe/ $p$ -CdTe в інтервалі температур 218-387 К, а співпадіння значень ВАХ за різних полярностей прикладеної напруги пояснюється відсутністю потенціального бар'єра на гетеромежі.

## 7.ВИСНОВКИ

Отримані у більшості робіт результати свідчать про утворення складної міжфазної межі розділу в контактах метал/вузькощілинний напівпровідник, незалежно від хімічної активності металів, які використовувались для їх виготовлення. Виходячи із легуючого ефекту металів, для виготовлення омичних контактів слід використовувати метали, які є донорами у матеріалі  $n$ -типу провідності та, відповідно, акцепторами в матеріалі  $p$ -типу. З метою вивчення властивостей міжфазної межі розділу потрібні детальні дослідження електричних параметрів та характеристик контактів, виготовлених різними методами.

## OHMIC AND BARRIER CONTACTS ON NARROW-GAP SEMICONDUCTORS (REVIEW)

A systematic review of the mechanisms of Schottky barrier formation and electrical properties of metal contacts on narrow-gap semiconductors (NGS) (HgCdTe, InSb, InAs) has been performed. The relevance of such an analysis is explained by the fact that the electronic structure of metal/NGS interfaces, as well as the electrical properties of contacts, are still poorly understood. This is evident from the large number of models proposed to explain the position of the Fermi level at the transition boundary, including the Schottky work function model and the modified Friouf and Woodall work function model, Bardeen surface states, metal-induced gap states, and Spicer intrinsic defects. It has been shown that the formation of Schottky barriers is influenced by several phenomena, including surface preparation, chemical reactions, interdiffusion at the interface, and doping of the near-surface semiconductor layer with a contact metal. The importance of chemical reactions for the barrier formation seems to be recognized for all NGS. Chemical reactions of the metal with the cations and anions of the semiconductor produce new species at the interface that can affect the electrical properties of the contacts. For example, the width of the interface is a function of the heat of reaction of the metal with the semiconductor anion. An abrupt interface is formed at contacts where the metal-anion interaction is strong, while interdiffusion is observed for non-reactive contacts. The metal/HgCdTe system differs from other NGS in that interfacial reactions lead to the loss of Hg at the interface, which was shown by ultraviolet and X-ray photoemission spectroscopy on cleaved surfaces in an ultrahigh vacuum environment. However, the relationship between the reactivity of metal/HgCdTe contacts, as well as contacts with other NGS, and their electrical properties requires further investigation. Also, the effect of surface oxide on barrier formation in these contacts may differ significantly from that observed in contacts on A<sub>3</sub>B<sub>5</sub> semiconductors. In summary, based on previously conducted studies, recommendations can be offered for the fabrication of ohmic and barrier contacts on *n*- and *p*-type materials.

**Keywords:** narrow-gap semiconductors, HgCdTe, InSb, ohmic contacts, Schottky barrier, interface, chemical reaction.

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.
2. Родерик Э.Х. Контакты металл-полупроводник. М.: Радио и связь, 1982.
3. Гольдберг Ю.А. Омический контакт металл-полупроводник A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>: методы создания и свойства. Обзор. *ФТП*. 1984. **28**. С.1681-1698.
4. Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. Механизм протекания тока в омических контактах металл-полупроводник. Обзор. *ФТП*. 2007. **41**. С.1281-1308.
5. Бехштедт Ф., Эндерлайн Р. *Поверхности и границы раздела полупроводников*. М.: Мир, 1990.
6. John Bardeen. Surface States and Rectification at a Metal Semi-Conductor Contact. *Phys. Rev.* 1947. **71**. P.717-727.
7. A. Zur, T.C.McGill, D.L. Smith. Fermi-level position at a semiconductor-metal interface. *Phys. Rev.* 1983. **B28**. P.2060-2067.
8. W. E. Spicer, P. W. Chye, P. R. Skeath, C. Y. Su and I Lindau. New and unified model for Schottky barrier and IIIV insulator interface states formation. *J. Vac. Sci. Techn.* 1979. **16**. P.1422-1433.
9. Heine V. Theory of Surface States. *Phys. Rev.* 1965. **138**. P.1689-1696.
10. Tersoff J. Schottky barriers and semiconductor band structures. *Phys.Rev.* 1985. **B32**. P.6968-6971.
11. H. Hasegawa. Unified disorder induced gap state model for insulator semiconductor and metal semiconductor interfaces. *J. Vac. Sci. Techn.* 1986. **B4**. P.1130-1138.
12. Woodall J.M., Freeouf J.L. GaAs metallization: Some problems and trends. *J. Vac. Sci. Techn.* 1981. **19**. P.79-84.
13. Kurtin S., McGill T.C., Mead C.A. Fundamental transition in the electronic nature of solids. *Phys. Rev. Lett.* 1969. **22**. P.1433-1436.
14. Cowley A.M., Sze S.M. Surface states and barrier height of metal-semiconductor system. *J. Appl. Phys.* 1965. **36**. P.3212-3220.
15. Baca A.G., Ren F., Zolper J.C., Briggs R.D., Pearton S.J. A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors. *Thin Solid Films*. 1997. **308**. P.599-605.
16. D. Schroder D. Semiconductor Material and Device Characterization. *John Wiley and Sons*. 2006.
17. Padovani F.A., Stratton R. Field and thermionic-field emission in Schottky barriers. *Sol. St. Electron.* 1966. **9**. P.695-707.
18. Chor E.F., Zhang D., H. Gong H. et al. Electrical characterization, metallurgical investigation, and thermal stability studies of (Pd, Ti, Au)-based ohmic contacts. *J. Appl. Phys.* 2000. **87**. P.2437-2444.
19. Baraskar A., Gossard A.C., Rodwell M. J. W. Lower limits to metal-semiconductor contact resistance: Theoretical models and experimental data. *J. Appl. Phys.* 2013. **114**. P.154516.

20. Landauer B. Spatial Variation of Currents and Fields Due to Localized Scatterers in Metallic Conduction. **IBM Journal of Research and Development**. 1957. **1**.P. 223-231.
21. Davis G.D., Beck W.A., Byer N.E., Daniels R.R., Margaritondo G.. Deposition of Au overlayers onto cleaved (Hg,Cd)Te surfaces. *J. Vac. Sci. Technol.* 1984. **A2**. P.546-550.
22. Davis G.D., Byer N.E., Riedel R.A., Margaritondo G. Interactions between cleaved (Hg,Cd)Te surfaces and deposited overlayers of Al and In. *J. Appl. Phys.* 1985. **57**. P.1915-1921.
23. Davis G.D., Beck W.A., Mo Y.W., Kilday D., Margaritondo G. Interfacial interactions between (HgCd)Te and Ti, an ultrareactive metal. *J. Appl. Phys.* 1987.**61**. P.5191-5193.
24. Davis G.D. Overlayer interactions with (HgCd)Te. *J. Vac. Sci. Technol.*1988. **A6**. P.1939-1945.
25. Davis G.D., Beck W.A., Kelly M.K., et al. Interfacial reactions between (HgCd)Te and intermediate reactivity overlayers. *J. Vac. Sci. Technol.* 1988. **A6**. P.2732-2735.
26. Friedman D.J., Carey G.P., Lindau I., Spicer W.E. Systematics of metal contacts to  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . *J. Vac. Sci. Technol.* 1987. **A5**. P.3190-3192.
27. Spicer W.E. Metal contacts on  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . *J. Vac. Sci. Technol.*1990. **A8**. P.1174-1177.
28. Wilks S.R., Williams J.R., Williams R.H. In *Proc. of the Conf. on Properties of Narrow-Gap Cadmium- Based Compounds, INSPEC, IEE*. 1994. **A7.1**. P.273.
29. S. R. Wilks S.R., J. R. William J.R., R. H. Williams R.H. In *Proc. of the Conf. on Properties of Narrow-Gap Cadmium- Based Compounds, INSPEC, IEE*. 1994. **A7.2**. P.280.
30. Bahir G., Adar P., Fastow R. The electrical properties of metal contact Au and Ti on p-type HgCdTe. *J. Vac. Sci. Technol.* 1991. **B9**. P.266-272.
31. W.E. Spicer, D.J. Friedman, and G.P. Carey. The electrical properties of metallic contacts on  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . *J. Vac. Sci. Technol.* 1988. **A6**. P.2746-2751.
32. W. E. Spicer. Metal contacts on  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . *J. Vac. Sci. Technol.* 1990. **A8**. P.1174-1177.
33. D. J. Friedman, G. P. Carey, I. Lindau, and W. E. Spicer. Overlayer-cation reaction at the Pt/ $Hg_{1-x}Cd_xTe$  interface. *Phys. Rev.* 1987. **B35**. P.1188-1193.
34. G. P. Carey, D. J. Friedman, A. K. Wahi. C. K. Shih, W. E. Spicer. Use of low temperature to to reduce intermixing at metal:HgCdTe contacts. *J. Vac. Sci. Technol.* 1988. **A6**. P.2736-2740.
35. V. Krishnamurthy V., A. Simmons A., Helms C.R. Studies of Au “ohmic” contacts to p-type  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . *J. Vac. Sci. Technol.* 1990. **A8**. P.1147-1151.
36. Krishnamurthy V., Simmons A., Helms C.R. Oxide interfacial layers in Au ohmic contacts to ptype  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . *Appl. Phys. Lett.* 1990. **56**. P.925-927.
37. Jones L., Capper P., Quelch M. L.T., M. Brown M.The properties of gold in Bridgman grown  $Cd_xHg_{1-x}Te$ . *J. Crystal Growth*. 1983. **64**. P.417-432.
38. Nemirovsky Y., Goshenn R. Plasma anodization of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$ . *Appl. Phys.Lett.* 1980. **37**. P.813-815.
39. Mead C.A., Spitzer W.G.Fermi level position at semiconductor surfaces. *Phys. Rev. Letter.* 1963. **10**. P.471-473.
40. Mead C.A., Spitzer W.G. Fermi level position at metal-semiconductor interfaces. *Phys. Rev.* 1964. **134**. **3A**. P.A713-A716.
41. Korwin-Pawlowski M.L., Heasell E.L. The properties of some metal-InSb surface barrier diodes. *Sol. St. Electron.* 1975. **18**. P.849-852.
42. Lerach L., Albrecht H. Current transport in forward biased Schottky barriers on low doped n-type InSb. *Surf. Sci.* 1978. **78**. P.531-544.
43. Hattori K., Yuito M., Amakusa T. Electrical Characteristics of the InSb Schottky Diode. *Phys. Stat. Sol.* 1982. **A73**. P.157-164.
44. Cavenett. B.C. Electron-Phonon Interactions in InSb Junctions. *Phys Rev.* 1972. **B5**. P.3049-3057.
45. Eftekhari G. Electrical characteristics of metal/n-InSb contacts with InSb annealed rapidly prior to metal evaporation. *J. Vac. Sci. Technol.* 1995. **B13**. P.2134-2136.
46. Fan D., Kang N., Ghalamestani S.G., Dick K.A., Xu H.Q. Schottky barrier and contact resistance of InSb nanowire field-effect. *Nanotechnol.* 2016. **27**. P.275204.
47. Park S.H., Song, T.Y., Kim H.S., Ha J.H., Kim Y.K. Optimization of the fabrication process of InSb Schottky Diodes. *J. Korean Phys. Soc.* 2008. **53**. P.1854-1858.
48. McHarris W.C. InSb as a  $\gamma$ -ray detector. *Nucl. Instr. Meth.* 1986. **A242**. P.373-375.
49. Kanno I., F. Yoshihara and R. Nouchi, O. Sugiura, T. Nakamura and M. Katagiri. Cryogenic InSb detectors for radiation measurements. *Rev. Sci. Instr.* 2003. **73**. P.2533-2536.
50. Kanno I., Hishiki S., O. Sugiura, et al. InSb cryogenic radiation detectors. *Nucl. Instr. Meth.* 2006. **A568**. P.416-420.
51. Liu W.E., Mohne S.E. Condensed phase equilibria in transition metal-In-Sb systems and predictions for thermally stable contacts to InSb. *Mat. Sci. Engineer.* 2003. **B103**. P.189-201.
52. Милнс А.,Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. М.:Мир, 1978.
53. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства металлов.Справочник. Киев: Наукова думка, 1981.

54. Косяченко Л.А., Mathew X., Мотошук В.В., Склярчук В.М. Генерационно-рекомбинационный механизм переноса заряда в тонкопленочном гетеропереходе CdS/CdTe. *ФТП*. 2005. **39**. С.569-572.
55. Клевков Ю.В., Колосов С.А., Плотников А.Ф. Влияние пассивации поверхности р-CdTe в  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$  на вольт-амперные характеристики. *ФТП*. 2006. **40**, №9.С.1074-1077.
56. Заячковский В.П., Ковалец М.А., Кучма Н.И. и др. Получение омических контактов к образцам р-CdTe. *ИТЭ*. 1984. **5**. С.212-213.
57. Корбутяк Д.В., Ворощенко А.Т., Сукач А.В. та ін. Спосіб виготовлення омичних контактів до високоомних монокристалічних зразків р-CdTe, легованих хлором: патент №76097 Україна: МПК H01L 21/04. №201206556; заявл.29.05.12;опубл.25.12.12, *Бюл. Промислова власність*, №24. С.5.
58. Gu J., Kithara T., Kawakami K et al. Ohmic contact and impurity conduction in p-doped CdTe. *J. Appl. Phys.* 1975. **46**. P.1184-1185.
59. Maminski I.A., Orlovski B.A. Schottky barrier formation in CdTe crystal. *Surf. Sci.* 1986. **168**. P. 416-422.
60. Musa A., Ponpon J.P., Grob J.J. et al. Properties of electroless gold contacts on p-type cadmium telluride. *J. Appl. Phys.* 1983. **54**. P.3260-3268.
61. Зеленина Н.К., Маслова Л.В., Матвеев О.А. и др. Потенциальный барьер в М-П-М структурах на основе теллурида кадмия. *ФТП*. 1984. **18**.С.68-71.
62. Билевич Е.О., Сукач А.В., Тетеркин В.В. Влияние химической обработки поверхности на высоту потенциального барьера в диодах Шоттки Au/p-CdTe. *ОИТ*. 2004. **Вып. 39**. С.144-151.
63. Bilevich Ye., Sukach A.V. and Tetyorkin V. V. Schottky barrier and age effect studies in Au(Cu)/CdTe. *Phys. Stat. Sol. C*. 2004. **1**. P.317-320.
64. Courreges F. G., Fahrenbruch A. L., and Bube R.H. Sputered indium- tin oxide/cadmium telluride junctions and cadmium telluride surfaces. *J. Appl. Phys.* 1980. **51**. P.2175-2183.
65. Сукач А.В., Теторкін В.В., Ткачук А.І., Ворощенко А.Т. Гетероструктурний омичний контакт до полікристалічних шарів телуриду кадмію р-типу провідності: пат.№ 91417 Україна: МПК H01L 21/04, 31/00. №201311692; заявл.03.10.13; опубл.10.07.14, *Бюл.Промислова власність*, №13.

Інститут фізики напівпровідників  
ім. В.Є. Лашкарьова НАН України,  
41, проспект Науки,  
03680 Київ, Україна

Отримано: 10.07.2025

<sup>1</sup>Центральноукраїнський державний педагогічний  
університет ім. Володимира Винниченка,  
1, вул. Шевченка,  
25006 м. Кропивницький, Україна